

# 超长波 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器 光电流谱特性研究\*

袁先漳<sup>1,2)</sup> 陆卫<sup>2)</sup> 李宁<sup>2)</sup> 陈效双<sup>2)</sup> 沈学础<sup>2)</sup> 资剑<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>温州师范学院物理与电子信息科学系,温州 325027)

<sup>2)</sup>中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室,上海 200083)

<sup>3)</sup>复旦大学应用表面物理国家重点实验室,上海 200433)

(2002 年 6 月 7 日收到,2002 年 7 月 9 日收到修改稿)

研究了响应波长在  $15\mu\text{m}$  附近的超长波 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器在不同外加偏压下的光电流谱特性.光电流谱上的两个主要由于阱宽随机涨落而呈现为高斯线形的响应峰被分别指认为量子阱基态  $E_0$  到第一激发态  $E_1$  和第三激发态  $E_3$  的跃迁.跃迁峰随着器件上外加偏压的增大而出现线性红移现象,认为这种变化起源于激发态与基态对量子阱结构中势变化敏感性的不同,采用传输矩阵方法并考虑到电子交互作用修正进行的理论计算在定量上解释了实验结果.

关键词:量子阱红外探测器,超长波,光电流,传输矩阵

PACC:7830,7865,7870,8170

## 1. 引言

自 1983 年 Smith 等<sup>[1]</sup>研究了光波导型 GaAs/AlGaAs 多量子阱子带间光跃迁,并指出这种新型的红外探测器在  $3\text{--}5\mu\text{m}$  和  $8\text{--}14\mu\text{m}$  的中红外区有潜在应用前景以来,量子阱红外探测器(QWIP)在短短的十多年间,已经从单元器件发展到焦平面(FPA)器件<sup>[2]</sup>.这主要是因为 GaAs/AlGaAs 多量子阱红外探测器具有材料热稳定性和均匀性较好,响应波长易控制,响应时间快等优点,因而成为新一代热门的 FPA 器件.同 HgCdTe 材料相比,GaAs/AlGaAs 多量子阱红外探测器具有材料生长工艺与器件制备工艺成熟,大面积阵列均匀性好、成品率高、成本低的优点,其不足是光吸收系数小导致的量子效率低,载流子寿命短引起的响应率小和暗电流大.

关于 QWIP 的研究工作包括两个方面,即器件物理和器件应用的研究<sup>[3,4]</sup>.器件物理除了深入了解探测器的工作机理,也在不断探索新材料、新结构和新的工作模式.目前器件物理的主要研究方向有:

1) n 型 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器大面积

阵列研制和性能的提高;

2) p 型 GaAs/AlGaAs 正入射量子阱红外探测器;

3) 低维结构的量子器件(量子线、量子点);

4) Si/SiGe 多量子阱和 II 类超晶格红外探测器(InSb/InAsSb, InAs/GaInSb);

5) 双色、宽带、超长波长( $>12\mu\text{m}$ )红外探测器.

本文研究峰值响应波长在  $15\mu\text{m}$  附近的超长波 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器<sup>[5-7]</sup>在不同外加偏压下的光电流谱特性.

## 2. 实 验

器件所用样品为 MBE 生长在半绝缘 GaAs 衬底上的 GaAs/AlGaAs 多量子阱,周期数为 30.其中每一个 GaAs 势阱宽度约为  $6.6\text{nm}$ ,阱中掺以浓度为  $5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  的 Si 杂质,AlGaAs 势垒宽度为  $60\text{nm}$ ,其 Al 组分为 0.15.量子阱的上下覆盖层为掺杂  $1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  Si,厚度为  $1\mu\text{m}$  的  $n^+$ -GaAs 电极层.在样品上用湿法刻蚀出面积为  $250\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  的台面,以 AuGe-Ni/Au 层作上下电极的欧姆接触层,制备成单元红外探测器件.在台面制作工艺前刻蚀出光栅结构或

\* 国家重点基础研究发展项目(批准号:G1998061404)和国家自然科学基金(批准号:10074068)资助的课题.

侧面 45° 抛光以实现光学耦合, 用金丝球焊引出电极引线后, 装入低温光电流测试小杜瓦. 单元器件的示意如图 1. 由 Bruker IFS-113 型傅里叶变换光谱仪产生的干涉光照在器件上, 产生调制光电导交流电压信号经过 Stanford SR560 型前置放大器放大后再输入光谱仪的模数转换接口, 经傅里叶变换得到红外光电流谱, 光谱分辨率为  $4\text{cm}^{-1}$ .

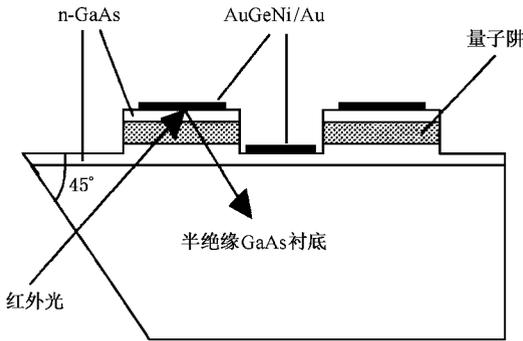


图 1 量子阱红外探测单元器件

### 3. 结果与讨论

由于量子阱红外探测器中的量子阱阱宽仅为纳米量级, 为 20 多个原子层. 同时量子阱红外探测器是通过受限在量子阱中的基态与在势垒之上的激发态间的跃迁形成光电流实现红外光的探测的. 为此量子阱的阱宽在原子层尺度上的涨落都将影响基态与激发态的能态位置, 从而直接影响光电流响应的峰位, 最终在量子阱红外探测器的光电流响应光谱中表现为展宽的响应峰. 当然对于光电流响应光谱的展宽, 也会有声子散射与带电杂质散射的贡献, 鉴于我们研究主要是在低温下进行的, 特别是在 4.2K 情况下声子散射和带电杂质散射都被大大地抑制, 为此有理由认为在我们的工作中对光电流响应光谱展宽占主导地位的是量子阱阱宽的随机涨落. 由于这类随机涨落引起的展宽通常表现为高斯线形, 所以我们采用如下的高斯线形公式拟合实验光电流光谱  $K(E)$ <sup>[8]</sup>:

$$K(E) = \sum_j I_{0,j} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma_j} \exp\left[-\frac{(E - \omega_j)^2}{2\gamma_j^2}\right], \quad (1)$$

其中  $\omega_j$  为峰频率,  $2\gamma_j$  为峰半高宽,  $I_{0,j}$  为峰强度. 从我们观测到的实验结果看光谱可分解为 2 个光电流峰. 鉴于子带间跃迁的选择定则, 基态子能级不能向

第二激发态跃迁, 所以  $j$  取 1, 2 分别对应于基态到第一激发态和第三激发态之间的跃迁.

采用 (1) 式可以较好地拟合我们所得到的超长波红外探测器光电流光谱, 拟合结果如图 2 所示. 从图 2 可见光电流光谱是由 2 个峰叠加而成的, 它们可以由高斯线形很好地拟合. 其主峰位于  $678\text{cm}^{-1}$ , 高能段还有一小峰位于  $867\text{cm}^{-1}$ , 比主峰高  $189\text{cm}^{-1}$ , 主峰与高能峰的强度之比约为 6, 高能段的线宽为  $137\text{cm}^{-1}$  比主峰的线宽大  $23\text{cm}^{-1}$ . 如果我们关注一下高能峰的起峰能量与主峰峰位之间的关系, 也可发现高能峰的起峰位置在主峰峰位高能侧约  $40\text{cm}^{-1}$ . 两个峰之间表现出的这些基本差异特征在定性上正是基态与第一激发态跃迁  $E_{01}$  同基态与第三激发态以及更高激发态间跃迁  $E_{03}$  行为之间的差异. 由于波函数的交叠差异,  $E_{01}$  的光跃迁矩阵元要大于  $E_{03}$  的跃迁矩阵元, 而基态与第二激发态间以及其他更高的偶数序数的激发态间的跃迁  $E_{02}$  是禁戒的, 所以在我们实验上可观测到  $E_{01}$  与  $E_{03}$  之间的跃迁, 但  $E_{01}$  跃迁强度大于  $E_{03}$  的跃迁强度. 由后面的讨论可见两个峰间的能量差也与  $E_{01}$  和  $E_{03}$  间能量差相近. 另外越是高的激发态, 与势垒上的连续态共振越强烈, 所以本征展宽也越大, 由此通常  $E_{03}$  跃迁峰展宽要大于  $E_{01}$  跃迁峰.

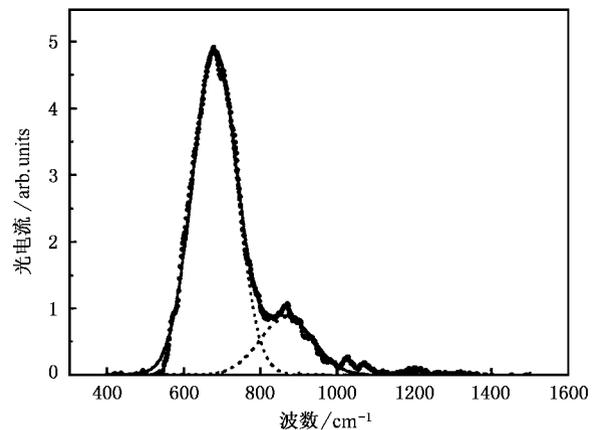


图 2 探测器在 4.2K 温度 0.5V 偏置工作条件下的光电流光谱 (圆点表示实验光谱, 虚线表示分解的两个高斯线形分量, 实线为拟合曲线)

当我们加大器件的偏置电压时, 发现其峰位均发生红移. 图 3 给出了同样在 4.2K 工作温度下, 但偏置电压为 2.0V 条件下的光电流光谱. 我们发现主峰位置为  $657\text{cm}^{-1}$ , 而高能峰位于  $785\text{cm}^{-1}$ , 比偏置在 0.5V 时的跃迁峰能量分别减小了 21 和  $82\text{cm}^{-1}$ .

跃迁能量在偏压下的较小红移现象起源于激发态与基态对量子阱结构中势变化敏感性的不同. 基态  $E_0$  在偏压下主要受量子阱中能带底部势的影响, 而第一激发态  $E_1$  在偏压下除受到量子阱区域势影响外还要明显地受势垒区势变化的影响. 这是由于基态  $E_0$  完全局域在量子阱区域中, 仅有很少的一部分波函数隧穿到势垒区域, 而第一激发态  $E_1$  则大部分的波函数扩展在势垒区域. 如果取量子阱的底部最低能量点为参考点, 计算发现基态  $E_0$  随偏置电压的上升而增大, 而第一激发态则相反,  $E_1$  态随偏压增大而能量下降, 从而形成了基态与第一激发态能量差  $E_1 - E_0$  随偏压增大而减小的结果. 具体理论计算将在下文给出.

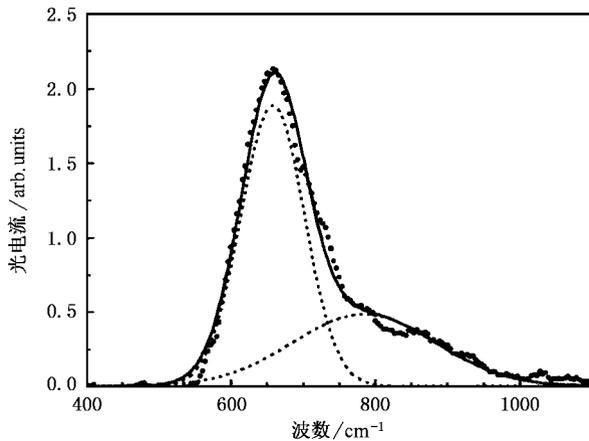


图3 探测器在 4.2K 温度 2.0V 偏置工作条件下的光电流光谱 (圆点表示实验光谱, 虚线表示分解的两个高斯线形分量, 实线为拟合曲线)

由于量子阱红外探测器采用的是 GaAs/AlGaAs 量子阱材料, 这是一种晶格匹配十分好的材料, 研究表明其中微小的晶格失配引起的应力效应对其量子能态的影响可以忽略不计. 同时采用成熟的有效质量模型可以很好地给出这一材料体系的基本能态, 为此我们采用有效质量理论并应用传输矩阵方法<sup>[9]</sup> 计算量子阱体系在各种偏压条件下的量子能态. 具体对基态  $E_0$  和第一激发态  $E_1$  的计算采用传递矩阵方法进行数值求解.

图4 是对超长波量子阱红外探测器材料计算得到的传输系数  $\theta$ , 根据其峰位可以定出阱中能态的能量值. 在具体计算中, 导带的不连续因子取为 0.6, GaAs 导带有效质量  $m_e^* = 0.067m_0$ ,  $m_0$  为自由电子质量. 计算中采用的量子阱结果为材料的生长

参数, 即量子阱宽度为 6.6nm, 势垒中的 Al 组分为 0.15, 势垒宽度为 60nm. 由此获得的基态子带、第一激发态子带、第二激发态子带和第三激发态子带的中心能量分别为  $327\text{cm}^{-1}$ ,  $906\text{cm}^{-1}$ ,  $930\text{cm}^{-1}$  和  $971\text{cm}^{-1}$ . 其中基态  $E_0$ 、第一激发态  $E_1$  和第三激发态  $E_3$  能量位置由图4中的箭头表示. 所以有  $E_{01}$  跃迁能量为  $579\text{cm}^{-1}$ , 而  $E_{03}$  的起峰能量在第三激发态与基态间的能量差  $644\text{cm}^{-1}$ , 与  $E_{01}$  能量差为  $65\text{cm}^{-1}$ , 与实验观测到的值约  $40\text{cm}^{-1}$  符合良好.

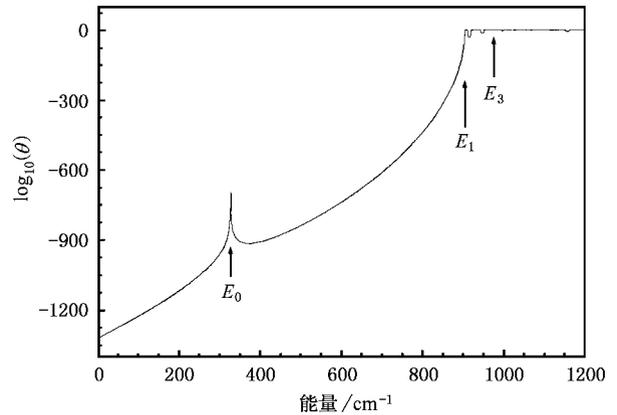


图4 超长波红外探测器材料结构对应的传输系数谱(能量参考点是 GaAs 导带底, 箭头指出了基态、第一激发态和第三激发态子带中心位置)

在此我们注意到理论计算所得的  $E_0$  与  $E_1$  间的跃迁能量为  $579\text{cm}^{-1}$ , 比实验观测值  $678\text{cm}^{-1}$  要小  $99\text{cm}^{-1}$ . 这一差异可能来自于材料的实际结构与设计结构的不完全一致, 同时由于量子阱中的掺杂使得在电子交换相互作用下基态与激发态均向低能方向移动, 而基态的移动量往往比激发态约多  $80-160\text{cm}^{-1}$ , 与我们观测到的实验与理论差异值  $99\text{cm}^{-1}$  较一致. 所以作各种偏置情况下的理论与实验比较中我们将计及电子交换相互作用影响, 简单地将理论值平移一个小量  $\delta = 104\text{cm}^{-1}$ ,  $\delta$  量的选取是从理论与实验值的符合考虑下取得的. 具体的计算结果如图5所示. 其中参考能量位置是量子阱底的最低能量点, 虚线  $E_0$  为基态、第一激发态为虚线  $E_1$ , 而点线为  $E_0$  态向  $E_1$  态的跃迁能量, 实线是在点线上加一个  $\delta = 104\text{cm}^{-1}$  量所得到的作为考虑了电子交换相互作用的理论曲线虚线. 从图5可见随着偏置电压的上升, 基态  $E_0$  与量子阱底部最低能量点的距离变大, 而激发态  $E_1$  与量子阱底部最低能量点距离变小, 基态到第一激发态的跃迁能量则随

偏置电压而红移.

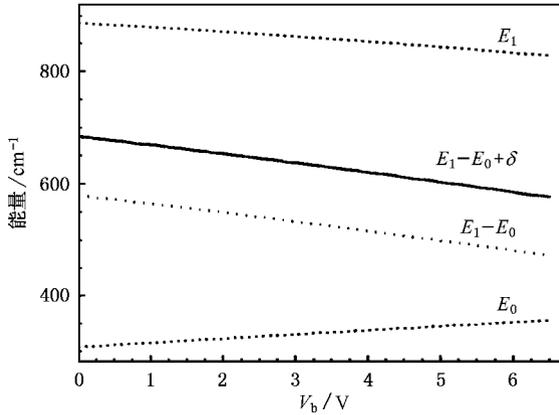


图 5 由有效质量理论计算得到的超长波量子阱探测器在不同偏置电压下的基态  $E_0$  (虚线)、第一激发态  $E_1$  (虚线) 以及  $E_0$  态向  $E_1$  态跃迁 (点线) 能量随偏置电压  $V_b$  的变化曲线 (实线是在点线上加一个  $\delta = 104\text{cm}^{-1}$  量所得到的考虑了电子交换相互作用的理论曲线)

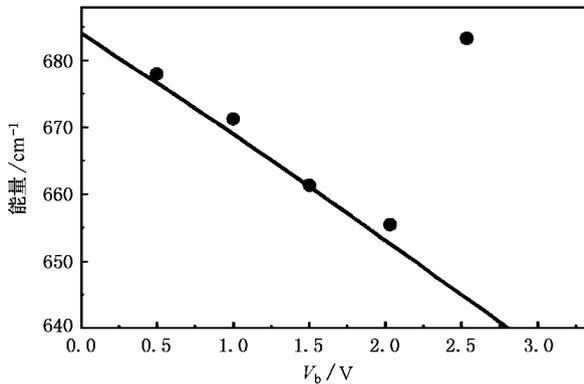


图 6 由有效质量理论计算得到的超长波量子阱探测器在不同偏置电压下的基态  $E_0$  向第一激发态  $E_1$  跃迁的理论曲线 (实线) 和实验上获得的结果 (圆点)

理论计算和实验结果的比较如图 6 所示. 由圆点表示的实验值与理论曲线符合良好, 但同时我们也注意到当偏置电压增大到约 2.5V 时, 基态与第一激发态间跃迁能量又急剧上升. 该现象的物理起源还有待进一步研究. 在该偏压下的光电流光谱如图 7 所示, 但其强度也有明显衰退.

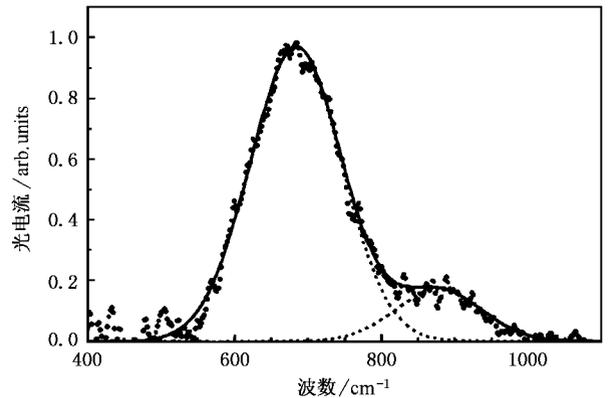


图 7 探测器在 4.2K 温度 2.5V 偏置工作条件下的光电流光谱 (圆点表示实验光谱, 虚线表示分解的两个高斯线形分量, 实线为拟合曲线)

## 4. 结 论

本文研究了 4.2K 时超长波 GaAs/AlGaAs 量子阱红外探测器的光电流谱特性. 光电流谱上的两个响应峰被分别指认为量子阱基态  $E_0$  到第一激发态  $E_1$  和第三激发态  $E_3$  的跃迁.  $E_{01}$  跃迁峰随着器件上外加偏压的增大而线性红移. 我们采用传输矩阵方法进行理论计算的结果表明, 基态  $E_0$  随偏置电压的上升而增大, 而  $E_1$  态随偏压增大而能量下降, 从而形成了基态与第一激发态能量差  $E_{01}$  随偏压增大而减小的结果. 考虑到电子交互作用的修正, 理论计算值和实验结果在定量上很好相符.

- [ 1 ] Smith J S, Chiu L C *et al* 1983 *J. Vac. Sci. Technol.* B **1** 376  
 [ 2 ] Tidrow M Z, Beck W A 1999 *SPIE*. **3629** 100  
 [ 3 ] Levine B F 1993 *J. Appl. Phys.* **74** R1  
 [ 4 ] Li N, Yuan X Z *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 797 [ in Chinese ] 李娜、袁先漳等 2000 物理学报 **49** 797 ]  
 [ 5 ] Bandara S V, Gunapala S D *et al* 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 2427

- [ 6 ] Lee J H, Li S S *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3207  
 [ 7 ] Jiang L, Li S S *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 2982  
 [ 8 ] Fu Y, Li N *et al* 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 511  
 [ 9 ] Lu W, Mu Y M *et al* 1998 *J. Infrared Millim. Waves* **17** 23 [ in Chinese ] 陆卫、穆耀明等 1998 红外与毫米波学报 **17** 231 ]

# Photocurrent spectra of very long wavelength GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetector<sup>\*</sup>

Yuan Xian-Zhang<sup>1,2,3)</sup> Lu Wei<sup>2)</sup> Li Ning<sup>2)</sup> Chen Xiao-Shuang<sup>2)</sup> Shen Xue-Chu<sup>2)</sup> Zi Jian<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Physics and Electronic Information Science, Wenzhou Normal College, Wenzhou 325027, China )

<sup>2)</sup> National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China )

<sup>3)</sup> State Key Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China )

( Received 7 June 2002 ; revised manuscript received 9 July 2002 )

## Abstract

The photocurrent spectra characteristics of the 15 $\mu\text{m}$  very long wavelength GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetector (QWIP) have been investigated. The two photocurrent response peaks, which have a Gaussian lineshape due to the random fluctuation of the well width, are attributed to the transitions from the ground state  $E_0$  to the first excited state  $E_1$  and the third excited state  $E_3$  in the well, respectively. The transition peaks shift linearly to higher energy as the bias across the detector increases. Taking into account electrons exchange effect, we find that the theoretical calculation using the transfer matrix method agrees well with the experimental data.

**Keywords :** QWIP, very long wavelength, photocurrent, transmission matrix

**PACC :** 7830, 7865, 7870, 8170

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. G 1998061404 ), and by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10074068 ).